



## Sur les écoulements de disque tournant

Sébastien Poncet, Eric Serre, Eric Séverac, Marie-Pierre Chauve, Roland Schiestel, Anthony Randriamampianina, Patrice Le Gal

### ► To cite this version:

Sébastien Poncet, Eric Serre, Eric Séverac, Marie-Pierre Chauve, Roland Schiestel, et al.. Sur les écoulements de disque tournant. Colloque interdisciplinaire des Ecoles Centrale, May 2007, Marseille, France. hal-00170129

**HAL Id: hal-00170129**

**<https://hal.science/hal-00170129>**

Submitted on 6 Sep 2007

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## Sur les Écoulements de Disque Tournant

Sébastien Poncet, Éric Serre, Éric Séverac

*Laboratoire de Modélisation et Simulation Numérique en Mécanique - Génie des Procédés  
UMR 6181 CNRS - Universités Aix-Marseille I, II & III - École Centrale de Marseille  
Technopôle Château-Gombert, 38 rue F. Joliot-Curie, 13451 Marseille cedex 13  
poncet@l3m.univ-mrs.fr*

Marie-Pierre Chauve, Roland Schiestel, Anthony Randriamampianina & Patrice Le Gal

*Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre  
UMR 6594 CNRS - Universités Aix-Marseille I & II  
Technopôle Château-Gombert, 49 rue F. Joliot-Curie BP 146, 13384 Marseille cedex 13*

### Résumé :

*Les écoulements de disque(s) tournant(s) trouvent des applications dans des domaines très variés comme l'astrophysique, la géophysique et surtout les turbomachines. Une majeure partie de cette étude concerne d'ailleurs les écoulements turbulents de type rotor-stator soumis à un flux axial, écoulements que l'on retrouve dans la turbopompe à hydrogène liquide du moteur Vulcain d'Ariane V. D'un point de vue fondamental, ils offrent une géométrie simple où la rotation influence la structure de la turbulence. Cet article présente une revue sur les écoulements confinés entre un disque tournant et un disque fixe avec ou sans flux imposé pour une gamme de rapport d'aspect couvrant les écoulements de type Batchelor à couches limites séparées et les écoulements de type Couette de torsion à couches limites jointes. Ces écoulements ont été abordés sous différents aspects : stabilité, transition vers la turbulence et écoulements pleinement turbulents, que ce soit expérimentalement ou par simulation numérique. Des résultats concernant des écoulements turbulents avec transferts de chaleur, plus proches des écoulements industriels, sont également présentés.*

### Mots-clefs :

**disque tournant ; rotor-stator ; modèle aux tensions de Reynolds ; simulation numérique directe ; simulation vers les grandes échelles ; LDA ; visualisations ; instabilité ; turbulence.**

### 1 Introduction

Depuis plus d'un siècle, les écoulements de fluide en rotation et notamment ceux confinés entre un disque tournant (rotor) et un disque fixe (stator) font l'objet de nombreuses études à la fois expérimentales, numériques et théoriques. Il y a plusieurs raisons à cet intérêt. D'un point de vue académique, ces écoulements sont très instables et présentent de nombreux motifs d'écoulement et de mécanismes de transition vers la turbulence. Ils offrent également une des géométries les plus simples pour étudier l'influence de la rotation sur la structure de la turbulence. Ces écoulements trouvent, d'autre part, de nombreuses applications dans des domaines très variés comme l'astrophysique, la géophysique, l'informatique, la météorologie, l'océanographie et surtout dans le domaine des turbomachines. En chimie par exemple, les disques tournants sont utilisés comme électrodes dans le processus d'électro-dissolution du fer dans une solution de sulfate d'hydrogène. Les courbes de polarisation de ce processus chimique présentent une région instable pour laquelle il est important d'avoir une description précise du champ hydrodynamique. En astrophysique, les disques d'accrétion, qui entourent

les trous noirs, sont des objets en rotation non uniforme dont le centre est traversé par deux jets de matière de sens opposés. Ces disques sont le siège d'instabilités de cisaillement. Les écoulements de type rotor-stator représentent surtout un modèle de géométrie pour les installations industrielles de type turbomachines. Le refroidissement des aubes de turbines est assuré par un écoulement de fluide froid amené via une cavité rotor-stator et centrifugé par les disques. Le dispositif considéré ici représente d'ailleurs une partie de la turbopompe à hydrogène liquide du moteur Vulcain d'Ariane V (SNECMA moteurs, Large Liquid Propulsion Group). Pour de tels systèmes, il est capital pour les industriels de pouvoir prévoir précisément les efforts axiaux sur les rotors et les flux nécessaires pour refroidir les aubes de turbines.

L'objectif est de dresser une revue des diverses approches utilisées pour l'étude des écoulements de type rotor-stator. Les approches expérimentales et numériques sont présentées respectivement aux Sections 2 et 3. La Section 4 est dédiée à la stabilité des écoulements de disque tournant, en cavité rotor-stator et dans le cas d'un disque unique en rotation. La dernière partie est consacrée aux écoulements turbulents de type rotor-stator (Sec.5) : écoulements faiblement turbulents en cavité fermée, écoulements pleinement turbulents soumis à un flux et écoulements pleinement turbulents avec transferts de chaleur.

## 2 Dispositif expérimental

### 2.1 Cavité rotor-stator

La cavité est limitée par deux disques lisses (Fig.1), l'un en rotation (le rotor) et l'autre fixe (le stator).  $R_1 = 38$  mm et  $R_2 = 250$  mm sont les rayons intérieur et extérieur du disque tournant et  $R_3 = 255$  mm le rayon extérieur de la cavité. L'espace interdisque  $h$  peut varier entre 0 et 12 mm. Le rotor et son moyeu central sont en rotation uniforme de vitesse angulaire  $\Omega$ . Les deux ouvertures à l'entrée et à la sortie de la cavité ( $d = 55$  mm,  $e = R_3 - R_2 = 3$  mm) permettent d'imposer un flux axial  $Q$  centripète ( $Q > 0$ ) ou centrifuge ( $Q < 0$ ). Une couronne percée située sous le rotor permet d'imposer une pré-rotation au fluide dans le cas d'un flux centripète. Il est à noter que le système est maintenu à une pression constante de 2 bars pour éviter les effets de cavitation et à une température de fonctionnement constante ( $23 \pm 0.5$  °C).

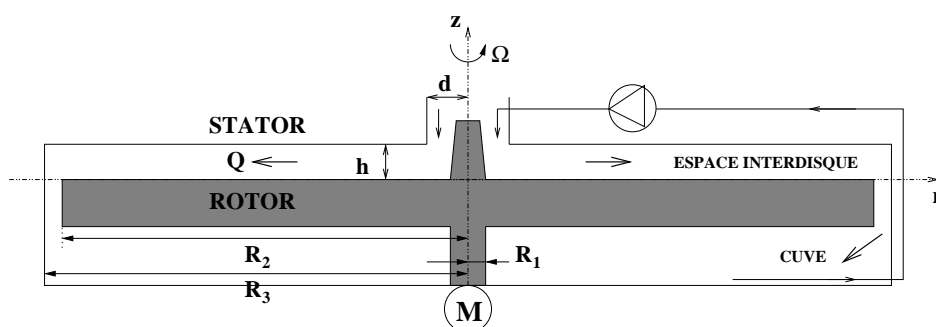


FIG. 1 – Schéma de la cavité rotor-stator.

Une seconde cavité est utilisée essentiellement pour l'étude de la stabilité des écoulements de disque tournant. La principale différence avec le dispositif précédent est l'absence de couronne de pré-rotation. Cette cavité de plus faible étendue radiale ( $R_2 = 140$  mm) est également plus modulable car  $R_1$  peut varier de 0 à 140 mm et  $h$  de 0 à 20 mm.

## 2.2 Paramètres de contrôle

L'écoulement hydrodynamique est gouverné par quatre paramètres de contrôle :

- le rapport d'aspect de la cavité :  $7.1 \times 10^{-3} \leq G = h/R_2 \leq 7.2 \times 10^{-2}$ ,
- le paramètre de courbure :  $1 \leq R_c = (R_2 + R_1)/(R_2 - R_1) \leq 7$ ,
- un nombre de Reynolds global :  $Re = \Omega R_2^2/\nu \leq 4.15 \times 10^6$  ( $\nu$  la viscosité cinématique du fluide) et
- un coefficient de débit volumique :  $-3.1 \times 10^4 \leq C_w = Q/(\nu R_2) \leq 3.1 \times 10^4$ .

Dans le cas d'écoulements non-isothermes, on considère également :

- le nombre de Prandtl :  $0.01 \leq Pr \leq 12$  et
- l'écart de température entre le fluide à  $T_f$  et la paroi chauffée  $T_c$  :  $\Delta T = T_c - T_f \leq 75$  K.

## 2.3 Techniques de mesures

On dispose de diverses techniques de mesures pour étudier les écoulements de disque tournant. L'utilisation de ces techniques dépend essentiellement du régime d'écoulement et de l'information que l'on cherche à extraire.

Pour l'étude des instabilités, les mesures se font par visualisations de l'écoulement et traitement d'images. Afin de visualiser les structures hydrodynamiques, on ajoute à l'eau des particules de "kalliroscope" ( $30 \times 6 \times 0.07 \mu m$ ), ayant un fort indice de réflexion de la lumière et une sédimentation lente et on éclaire l'écoulement par un néon circulaire. Une caméra placée au-dessus du stator permet d'acquérir 25 images par seconde avec une résolution de 768 par 576 pixels.

En régime turbulent, on s'intéresse aux champs moyens de vitesse et de pression et aux fluctuations de vitesse. Les mesures se font alors par anémométrie laser Doppler (LDA) à deux composantes. Nous avons ainsi accès aux valeurs des vitesses moyennes radiale  $V_r$  et orthoradiale  $V_\theta$  et aux trois composantes associées du tenseur de Reynolds déterminées dans un plan vertical  $(r, z)$ . Ce système présente l'avantage d'être non intrusif. Par contre, les mesures sont rendues délicates près des parois à cause de la taille du volume de mesure selon la direction axiale  $z$  ( $0.81 mm$ ) qui n'est pas négligeable comparée à l'épaisseur des couches limites. Des mesures de pression sont également faites par 6 capteurs disposés sur le stator et 2 placés sur le cylindre extérieur.

## 3 Outils numériques

### 3.1 Modélisation statistique

Cette approche est basée sur une modélisation statistique en un point utilisant une fermeture du second ordre à faible nombre de Reynolds dérivée du modèle de Launder et Tselepidakis (7) et sensible aux effets de la rotation (5). Ce modèle de transport des tensions de Reynolds (RSM) permet une description détaillée de la turbulence près des parois et présente l'avantage de ne pas introduire d'hypothèse de viscosité turbulente. La procédure numérique est basée sur la méthode des volumes finis utilisée avec des grilles décalées pour les composantes moyennes de la vitesse. Un maillage  $140 \times 80$  dans le plan  $(r, z)$  est suffisant dans la plupart des cas considérés ici pour obtenir des solutions indépendantes du maillage. Pour surmonter les problèmes de stabilité et conserver les couplages, les équations des tensions de Reynolds sont résolues par bloc.

### 3.2 Simulation numérique directe (DNS)

L'écoulement est gouverné par les équations incompressibles de Navier-Stokes, formulées en variables primitives dans un repère fixe. Les échelles de référence utilisées pour adimensionner les composantes de la vitesse et le temps sont respectivement  $\Omega R_2$  et  $h/(2R_2\Omega)$ . L'approche numérique utilise une approximation pseudo-spectrale (20), basée sur un développement en polynômes de Chebyshev dans les directions axiale et radiale et en séries de Fourier dans la direction azimutale, associée à un schéma temporel semi-implicite d'ordre deux. Le couplage vitesse-pressure est résolu par une méthode de projection efficace (6).

### 3.3 Simulation vers les grandes échelles (LES)

Aujourd'hui, les écoulements en rotation rapide sont inaccessibles par la DNS. De plus, les approches par modélisation statistique ne permettent pas une description tridimensionnelle des champs moyen et turbulent. Elles ne capturent pas notamment les structures tridimensionnelles qui subsistent à hauts nombres de Reynolds (3). Accroître la valeur du nombre de Reynolds tout en conservant une grande précision de la solution est l'objectif de ce code LES. Afin d'accroître le nombre de Reynolds, une technique de stabilisation basée sur l'introduction d'une viscosité artificielle sur les petites échelles de l'écoulement est prise en compte dans le code spectral tridimensionnel mentionné précédemment. Cette technique conserve la convergence exponentielle de l'erreur, caractéristique des méthodes spectrales (25).

## 4 Stabilité des écoulements de disque tournant

### 4.1 Écoulements de type rotor-stator avec ou sans flux axial

De nombreuses études récentes expérimentales (2; 23) ou numériques (24) ont été consacrées à la stabilité des écoulements de type rotor-stator. Dans le cas d'une cavité fermée de grand rapport d'aspect  $G \geq 7.14 \times 10^{-2}$ , Schouveiler et *al.* (23) observent une première instabilité, qui apparaît en augmentant la vitesse de rotation du disque sous la forme de rouleaux circulaires RC, qui se développent dans la couche limite du stator et qui se déplacent vers le centre de la cavité. Si on augmente le nombre de Reynolds, une seconde bifurcation conduit au développement d'un réseau de spirales, notées RS1, localisées en périphérie de la cavité et qui peuvent coexister avec les rouleaux RC. Pour  $1.79 \times 10^{-2} \leq G < 7.14 \times 10^{-2}$ , Schouveiler et *al.* (23) observent une troisième instabilité sous la forme de spirales notées RS2. Pour des valeurs plus faibles de  $G$ , Cros et Le Gal (2) observent successivement trois bifurcations menant à la formation des spirales RS3, des spirales turbulentes (ST) puis des spots turbulents. Peu de travaux ont été consacrés aux instabilités qui apparaissent lorsqu'un flux est imposé. Récemment, Rémy et *al.* (21; 22) ont étudié l'influence d'un flux centripète sur la stabilité de ces écoulements respectivement par PIV stéréoscopique et par tomographie pour des cavités de grand rapport d'aspect  $G \geq 0.088$ .

Nous avons étendu les résultats connus en cavité fermée au cas des écoulements rotor-stator soumis à un flux axial centrifuge ou centripète. Les diagrammes de stabilité ont été obtenus (13) pour trois rapports d'aspect caractéristiques couvrant les écoulements de type Batchelor à couches limites séparées, les écoulements mixtes et les écoulements de type Couette de torsion à couches limites jointes. Les mêmes instabilités par rapport au cas sans flux sont observées mais les seuils d'apparition et de disparition des structures sont décalés. Le paramètre pertinent pour la transition de ce type d'écoulement est le nombre de Reynolds  $Re_K = K\Omega r^2/\nu$  basé

sur la vitesse du fluide  $K\Omega r$  et non celui basé sur la vitesse du disque  $\Omega R_2$ . On définit le coefficient d'entraînement  $K$  du fluide comme le rapport de la vitesse du fluide dans le coeur de l'écoulement et celle du disque au même rayon  $r$ . Les seuils sont décalés vers les nombres de Reynolds plus petits (respectivement grands) en présence d'un flux centripète (resp. centrifuge). Poncet (12) a montré, en effet, que  $K$  augmente (resp. diminue) pour des valeurs croissantes du flux centripète (resp. centrifuge) par conservation du moment cinétique selon la loi analytique :  $K = 0.41 + 0.88 \times Q/(2\pi)/(\nu\Omega^2 r^8)^{1/3}$ . Il est également à noter l'apparition de défauts dans les réseaux de spirales et de cercles. Ces défauts sont dus au flux qui engendre un écoulement radial qui vient perturber l'écoulement tangentiel engendré par la rotation.

De nouvelles instabilités se développent également sous la forme de spirales. Les spirales RSJ2 (Fig.2c) apparaissent en cas de faible rotation (faibles valeurs de  $Re$ ) et de forts flux centripètes (fortes valeurs de  $V_z^* = Q/(2\pi\Omega R_2^2(R_3 - R_2))$ ). Elles forment un angle positif par rapport à la direction tangentielle puisqu'elles s'enroulent dans le sens de rotation du disque, et sont localisées en périphérie de la cavité du côté du stator. Cette instabilité est générique des écoulements de type rotor-stator avec flux puisqu'elle apparaît quelque soit le rapport d'aspect considéré. Elle a été étudiée en détails par Poncet et Chauve (14) pour  $G = 0.0429$ . Cette instabilité est de type "crossflow" et est due à l'existence de points d'inflexion dans les profils des vitesses moyennes comme dans le cas des instabilités de couche limite de disque tournant. Elle correspond aussi aux structures notées 2 par Rémy et *al.* (22). Lorsque l'on impose un flux centrifuge, deux instabilités sous forme de spirales apparaissent et peuvent coexister : les spirales RSC (Fig.2a) génériques de ce type d'écoulement et les spirales RS4 (Fig.2a). Les spirales RSC se développent près de l'axe de la cavité. Pour  $Re = 1.54 \times 10^5$  et  $V_z^* = -0.0175$ , elles sont au nombre de  $n = 10$  et forment un angle  $\epsilon = -38^\circ$  avec la direction tangentielle. Les spirales RS4 se développent en périphérie de la cavité pour  $r/R_2 \geq 0.65$ . Pour les mêmes valeurs des paramètres, elles forment un angle positif  $\epsilon = 17^\circ$  et sont au nombre de  $n = 68$ . Les spirales RSC coexistent également avec les spirales RSJ3 (Fig.2b) pour un autre jeu de paramètres. Il est à noter que l'écoulement se complexifie très rapidement par rapport au cas sans flux : le débit et la position spatiale sont deux paramètres à prendre en compte pour étudier la stabilité de ces écoulements.

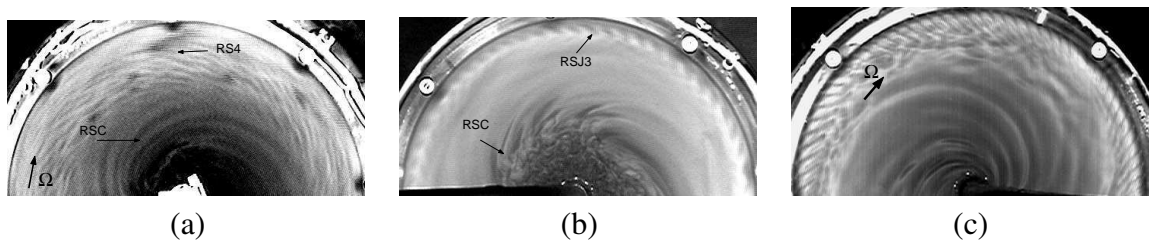


FIG. 2 – Visualisations des spirales : (a) RS4 et RSC pour  $Re = 1.54 \times 10^5$ ,  $V_z^* = -0.0175$  et  $G = 0.0171$  ; (b) RSJ3 et RSC pour  $Re = 5.34 \times 10^4$ ,  $V_z^* = -0.0781$  et  $G = 0.0429$  ; (c) RSJ2 pour  $Re = 2.05 \times 10^4$ ,  $V_z^* = 0.5149$  et  $G = 0.0429$ .

## 4.2 Écoulements au-dessus d'un disque tournant avec surface libre

Les couches de cisaillement dans les systèmes en rotation rapide, appelées couches de Stewartson, sont présentes dans les océans ou les atmosphères planétaires. L'exemple le plus connu est le "Great Red Spot" de Jupiter. Elles sont le siège d'une instabilité spectaculaire qui, depuis

les premiers travaux de Stewartson (27), a été étudiée dans de nombreuses configurations : disques co-rotatifs (1), disques en contra-rotation (9), cuve parabolique en rotation (28) . . .

On considère ici le même dispositif qu’à la section précédente mais sans le disque fixe. Les mesures se font essentiellement par visualisations de l’écoulement. Le cisaillement est ici créé entre le cylindre extérieur fixe et le fluide en rotation quasi-solide à  $\Omega_f = K\Omega r$ . L’instabilité qui en résulte apparaît sous la forme d’un polygone à  $m$  côtés, avec  $m$  compris entre 0 et 8 (Fig.3).

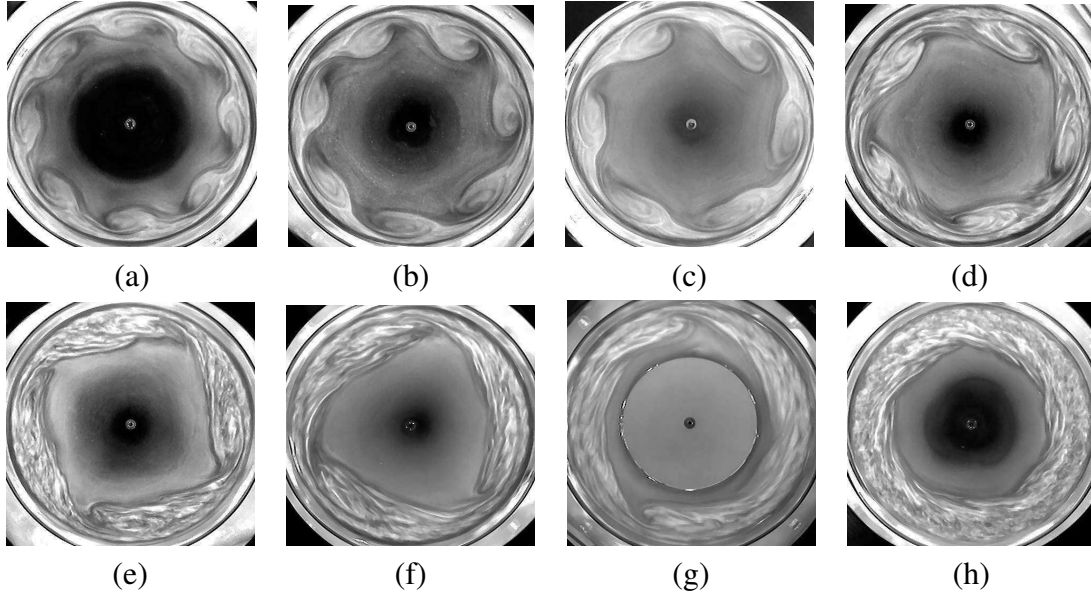


FIG. 3 – Instabilité de cisaillement : (a) mode  $m = 8$  pour  $G = 0.0179$  et  $Re = 51313$ , (b)  $m = 7$  pour  $G = 0.0286$  et  $Re = 43101$ , (c)  $m = 6$  pour  $G = 0.0429$  et  $Re = 34893$ , (d)  $m = 5$  pour  $G = 0.0429$  et  $Re = 45155$ , (e)  $m = 4$  pour  $G = 0.0429$  et  $Re = 61575$ , (f)  $m = 3$  pour  $G = 0.0714$  et  $Re = 49260$ , (g)  $m = 2$  pour  $R_1/R_2 = 0.536$ ,  $G = 0.0714$  et  $Re = 41050$ , (h)  $m = 0$  pour  $G = 0.0714$  et  $Re = 102625$ .

Le nombre  $m$  dépend d’un nombre d’Ekman  $E_e = \nu/(\Omega e^2)$  basé sur la hauteur d’eau au repos  $e$  :  $m \propto -2.26 \times E_e^{-1/4}$ . Ceci confirme la nature “stewartsonienne” de la couche limite du cylindre extérieur. Le seuil d’apparition du premier mode est constant si l’on considère le nombre de Reynolds mixte proposé par Niino et Misawa (10) :  $Re_{NM} = VL/\nu \simeq 62$ . La vitesse caractéristique est ici celle du disque en périphérie  $\Omega R_2$  et la longueur caractéristique  $L$  est l’épaisseur de la couche de cisaillement  $(E_e/4)^{1/4} \times e$ . Le rayon critique d’apparition des structures est aussi constant :  $r_c/R_2 \simeq 0.73$ . L’écoulement étant très sensible aux conditions initiales, un fort hystérésis est observé sur la séquence des modes et les seuils d’apparition et de disparition des structures. Lorsqu’on ajoute un cylindre de rayon  $R_1$  au centre du disque, une nouvelle instabilité se développe le long du cylindre intérieur sous la forme de petites cellules pour  $R_1 > r_c$  (15).

## 5 Écoulements turbulents de type rotor-stator

### 5.1 Écoulements transitionnels en cavité fermée

Les prévisions d’une simulation numérique directe (DNS) ont été comparées à des mesures de vitesse par LDA pour un écoulement de transition  $Re \simeq 10^5$  dans une cavité de type rotor-

stator fermée de rapport d'aspect  $G = 0.0464$ . Une résolution spatiale de  $N \times M \times K = 300 \times 80 \times 100$ , respectivement dans les directions radiale, axiale et azimutale, et un pas de temps adimensionné  $\delta t = 2.75 \times 10^{-3}$  ont été utilisés.

Les résultats de la simulation tridimensionnelle (3D) sont en bon accord avec les mesures pour les champs moyen et turbulent. Par contre, la simulation axisymétrique conduit à une solution stationnaire laminaire. La couche de Bödewadt liée au stator est ici turbulente, alors que la couche d'Ekman liée au rotor reste laminaire. La diminution du paramètre structurel de Townsend au-dessous de la valeur limite 0.15 confirme la nature 3D turbulente de la couche limite du stator (19). La transition se fait par invasion de l'écoulement par des spots turbulents (Fig.4). Une analyse de quadrants montre l'apparition d'évènements forts ("sweep" ou "ejection") générés essentiellement par des vortex de type 1 (8).

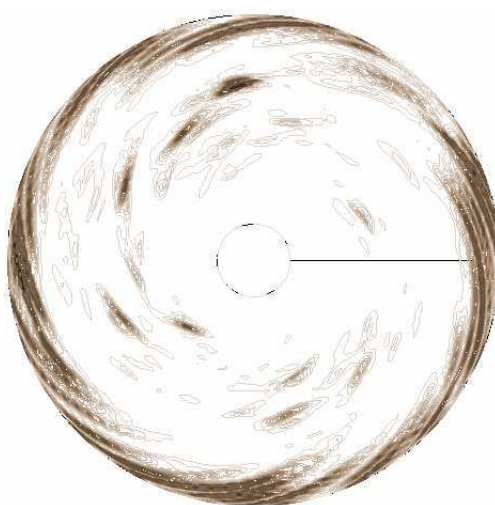


FIG. 4 – Iso-lignes instantanées d'énergie cinétique de la turbulence.

## 5.2 Écoulements pleinement turbulents avec ou sans flux axial

Des mesures de vitesse par LDA et de pression par capteurs embarqués sur le stator ont été comparées aux prévisions d'un modèle RSM (Reynolds Stress Model) pour les écoulements isothermes turbulents soumis à un flux axial centrifuge ou centripète. En cavité fermée, les mesures de vitesse sont également comparées aux résultats d'une simulation vers les grandes échelles (LES).

Pour des cavités de grand rapport d'aspect, fermées ou ouvertes avec flux centripète, la structuration de l'écoulement est de type Batchelor avec deux couches limites séparées par un coeur en rotation quasi solide (Fig.5a). La couche limite du rotor, appelée couche d'Ekman, est centrifuge, alors que la couche de Bödewadt sur le stator est centripète. Le coeur est caractérisé par une vitesse radiale nulle et une vitesse tangentielle proportionnelle à la vitesse locale du disque  $\Omega r$ . Le coefficient de proportionnalité  $K$  a été déterminé analytiquement à partir du coefficient de frottement dans la couche d'Ekman (16) :

$$K = 2 \times (aC_{q_r} + b)^{5/7} - 1 \quad (1)$$



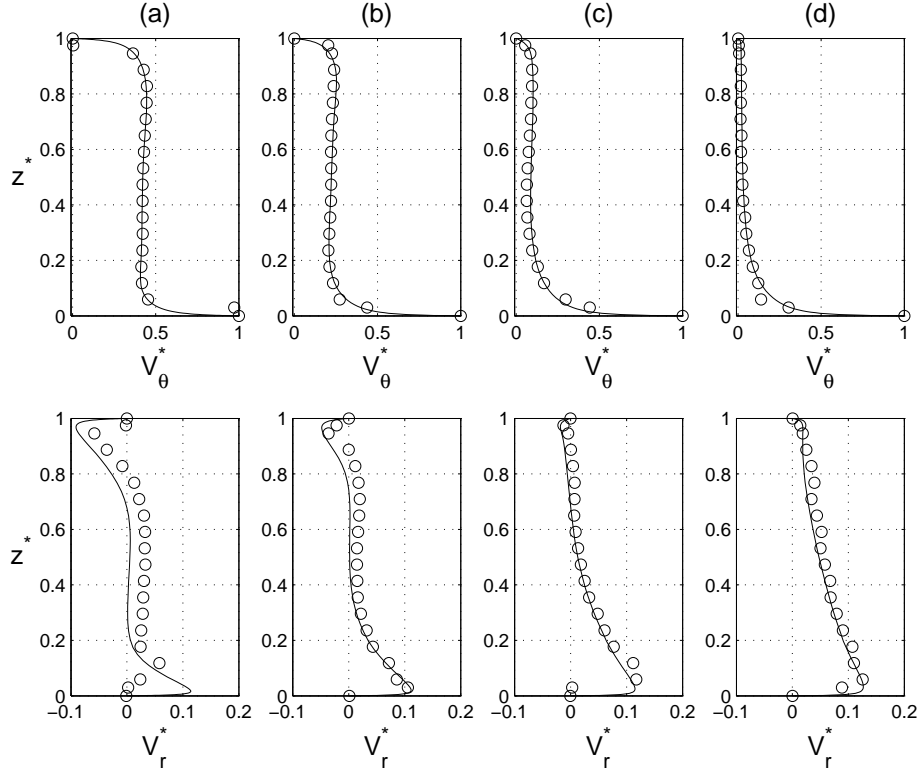


FIG. 5 – Profils axiaux des vitesses moyennes radiale  $V_r^* = V_r/(\Omega r)$  et tangentielle  $V_\theta^* = V_\theta/(\Omega r)$  pour  $Re = 4.15 \times 10^6$ ,  $G = 0.036$  à  $r/R_2 = 0.44$  : (—) modèle RSM et (o) mesures LDA pour (a)  $C_w = 0$ , (b)  $C_w = -2579$ , (c)  $C_w = -5159$ , (d)  $C_w = -10317$ . Il est à noter que  $z^* = z/h = 0$  correspond au rotor et  $z^* = 1$  au stator.

$K$  peut être relié à un coefficient de débit  $C_{q_r} = Q(\Omega r^2/\nu)^{1/5}/(2\pi r^3\Omega)$  selon une loi de puissance en  $5/7$  avec les coefficients  $a = 5.9$  et  $b = 0.61$  déterminés empiriquement. L'ensemble des résultats expérimentaux et numériques peut être regroupé sous la forme d'une courbe donnant les variations de  $K$  en fonction de  $C_{q_r}$  (Fig.6). La loi (1) a été validée dans le cas des écoulements avec flux centripète pour 4 rapports d'aspect  $G$ . Lorsque l'on impose un flux centrifuge, tant que l'écoulement est de type Batchelor, la loi (1) est toujours valide (faible  $C_{q_r}$ , en valeur absolue). Pour de plus fortes valeurs négatives de  $C_{q_r}$ , la symétrie de l'écoulement de Batchelor se brise et l'écoulement est alors de type Stewartson (Fig.5d). Il est confiné dans la couche d'Ekman. Le coefficient  $K$  tend alors vers une valeur asymptotique proche de 0. On peut noter que la transition entre ces deux types d'écoulement s'opère de manière continue. La même démarche a été menée pour les écoulements laminaires, pour des écoulements sans prérotation, avec un rotor rugueux ou encore entre disques ailetés (12).

Le modèle RSM a permis de mener une étude paramétrique des écoulements interdisques pour une large gamme des paramètres de contrôle (17) avec un bon accord avec les données expérimentales. Cependant, les modèles statistiques comme le modèle RSM, ne rendent pas compte des effets tridimensionnels. La seule approche 3D à hauts nombres de Reynolds est la simulation vers les grandes échelles.

Dans les écoulements de type rotor-stator, la turbulence est confinée dans les couches limites, tandis que le cœur est laminaire même pour des forts taux de rotation. La figure 7

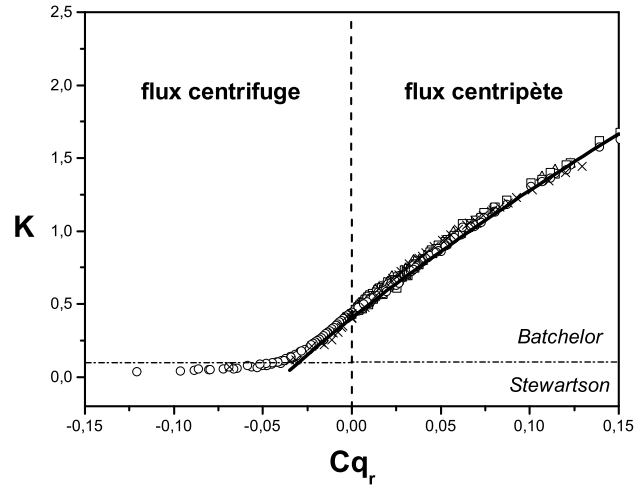


FIG. 6 – Loi  $K - Cq_r$  pour différents rapports d'aspect : ( $\times$ )  $G = 0.012$ , ( $\Delta$ )  $G = 0.024$ , ( $\circ$ )  $G = 0.036$ , ( $\square$ )  $G = 0.048$ , (—) loi (1).

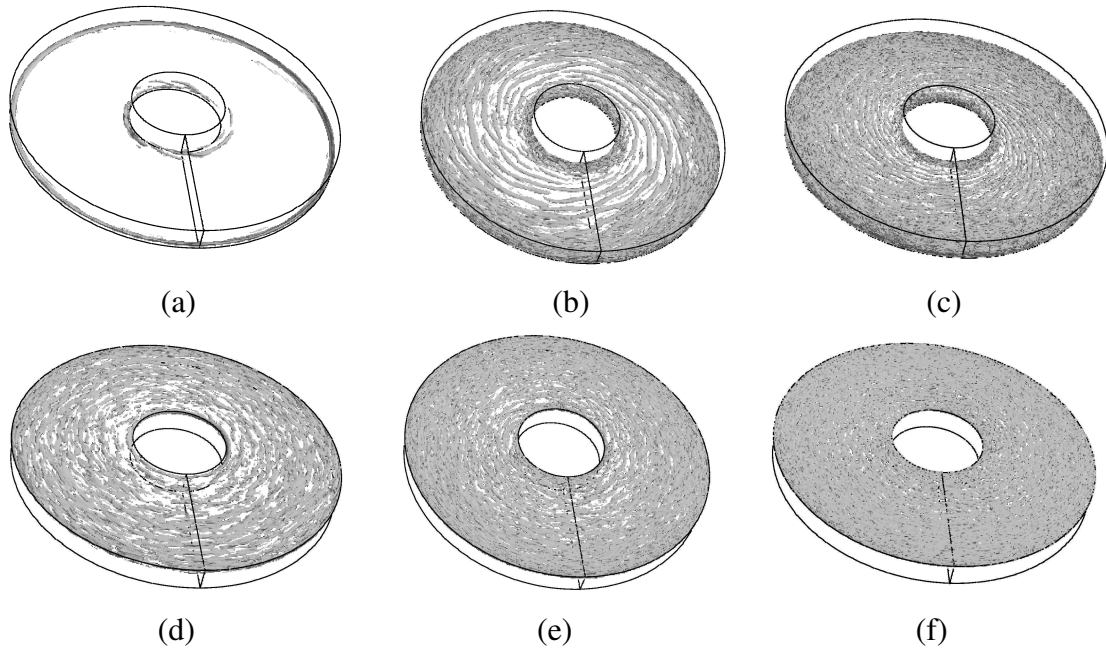


FIG. 7 – Vue de dessus des iso-surfaces du critère Q dans la couche limite du rotor (a,b,c) et dans celle du stator (d,e,f) pour  $Re = 10^5$  (a,d),  $Re = 4 \times 10^5$  (b,e) et  $Re = 10^6$  (c,f).

présente des iso-surfaces du critère Q obtenues par LES pour trois nombres de Reynolds allant des écoulements transitionnels aux écoulements pleinement turbulents (les maillages utilisés sont respectivement (81, 150, 49), (121, 181, 65) et (151, 241, 81) dans les directions radiale, tangentielle et axiale). En effet, à  $Re = 10^5$ , l'écoulement sur le rotor est laminaire (Fig.7a), alors que la couche de Bödewadt sur le stator est turbulente (Fig.7d). Si on augmente le nombre

de Reynolds, les structures turbulentes sur le stator sont de plus en plus fines. La couche d'Ekman devient turbulente, d'abord en périphérie de la cavité pour  $Re = 4 \times 10^5$  (Fig.7b) puis dans toute la cavité à  $Re = 10^6$  (Fig.7c). Pour  $Re = 4 \times 10^5$ , la couche d'Ekman près de l'axe de rotation est laminaire instable avec l'apparition de structures en spirales (Fig.7b) (25).

### 5.3 Écoulements pleinement turbulents avec transferts de chaleur

Les écoulements turbulents avec transferts de chaleur sont particulièrement intéressants car ils sont proches des écoulements rencontrés dans les turbomachines. Si l'hydrodynamique dans le cas isotherme est maintenant bien connue, l'acquisition d'informations sur les transferts de chaleur a été ralentie du fait de la complexité à construire des expériences bien contrôlées. Owen et Rogers (11) proposent une revue complète des études relatives à ces écoulements jusqu'en 1989. On considère ici des écoulements turbulents de type rotor-stator avec transferts de chaleur. On se limite aux faibles écarts de température. Les variations de densité sont donc négligées ce qui permet de dissocier l'écoulement hydrodynamique des transferts de chaleur. Les prédictions du modèle RSM sont comparées aux mesures de Sparrow et Goldstein (26) et à celles de Djaoui *et al.* (4) (voir dans (18)).

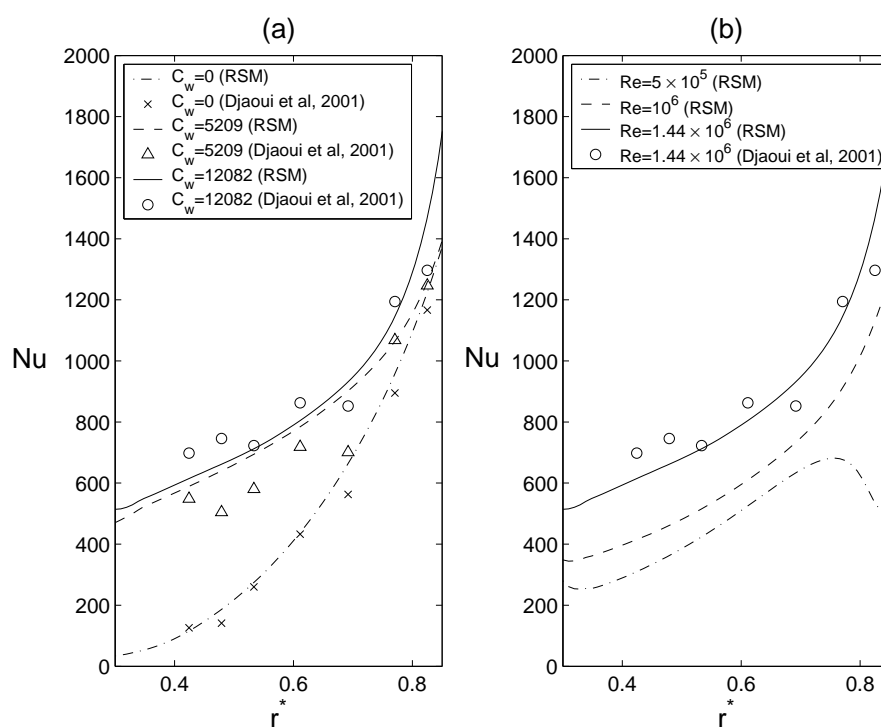


FIG. 8 – Variations du nombre de Nusselt local le long du stator : (a) influence du coefficient de débit  $C_w$  pour  $Re = 1.44 \times 10^6$  et  $Pr = 0.7$ ; (b) influence du nombre de Reynolds  $Re$  pour  $C_w = 12082$  et  $Pr = 0.7$ . Comparaison entre les valeurs expérimentales de Djaoui *et al.* (4) (symboles) et les prédictions du modèle RSM (lignes).

La cavité étudiée par Djaoui *et al.* (4) est une cavité ouverte soumise à un flux radial centripète. La différence de température entre le stator chauffé et le fluide entrant est de  $\Delta T = 35$  K. La figure 8 représente les distributions du nombre de Nusselt local  $Nu$  le long du stator pour différents couples de paramètres.  $Nu$  augmente avec l'intensité de l'écoulement, c'est à

dire pour des valeurs croissantes du taux de rotation ( $Re$ ) et du flux ( $C_w$ ). L'accord obtenu dans cette configuration est très satisfaisant. Par contre, dans la configuration de Sparrow et Goldstein (26), un léger désaccord apparaît sur la distribution de  $Nu$  essentiellement à cause de larges zones de recirculation observées le long du cylindre chauffé. L'écart de température est également plus fort, ce qui rend l'hypothèse de densité constante moins pertinente. Tous les résultats ont été ensuite étendus pour une large gamme du nombre de Prandtl  $0.01 \leq Pr \leq 12$ . Ils peuvent être corrélés dans le cas de la configuration de Djaoui et *al.* (4) par une loi donnant le nombre de Nusselt moyenné le long de la surface chauffée en fonction des différents paramètres :  $Nu_{moy} = 0.0044 Re^{0.8} (1000 + C_w)^{0.11} Pr^{0.5}$ . Cette loi confirme la dépendance du coefficient de transferts moyen  $Nu_{moy}$  aux nombres de Reynolds et de Prandtl. Ceci est particulièrement intéressant pour des applications en ingénierie.

## 6 Conclusion

Cette étude expérimentale et numérique a permis de contribuer à la compréhension des écoulements confinés entre un disque lisse tournant (rotor) et un disque lisse fixe (stator) soumis ou non à un flux axial centrifuge ou centripète. Suivant le régime d'écoulement considéré, diverses approches expérimentales et numériques ont été développées.

La stabilité de ces écoulements a été étudiée par visualisations de l'écoulement. Nous nous sommes particulièrement intéressés à l'effet d'un flux axial centrifuge ou centripète sur les instabilités qui naissent dans les écoulements de type rotor-stator à couches limites séparées, mixtes ou jointes. Lorsque l'on impose un flux axial, on observe les mêmes instabilités que dans le cas d'une cavité fermée mais les seuils d'apparition des structures sont décalés. Le paramètre pertinent est le nombre de Reynolds local  $Re_K = K\Omega r^2/\nu$  basé sur la vitesse du fluide dans le coeur de l'écoulement  $K\Omega r$ . Le second effet d'un flux sur la stabilité de ces écoulements est l'apparition de nouvelles instabilités qui prennent essentiellement la forme de spirales. Notre attention s'est portée principalement sur un réseau de spirales positives, notées RSJ2, qui résulte d'une instabilité de type "crossflow" et qui est générique des écoulements de type rotor-stator. Si on enlève le disque fixe, il apparaît une instabilité de cisaillement qui se développe sous la forme de polygones à  $m$  côtés. Cette instabilité est due au cisaillement entre le cylindre fixe et le fluide en rotation solide.

Des mesures de vitesse par LDA ont été comparées à une DNS pour les écoulements transitionnels, aux prévisions d'un modèle RSM et à une LES pour les écoulements turbulents. Ce type d'écoulement est caractéristique des écoulements rencontrés dans les turbomachines. La cavité étudiée représente d'ailleurs une partie de la turbopompe à hydrogène liquide présente dans le moteur Vulcain d'Ariane V. Toutes les approches numériques ont été validées par les mesures LDA. Une attention particulière a été portée sur l'effet d'un flux axial sur la structuration du champ moyen mais aussi sur celle du champ turbulent. Pour des flux centripètes, l'écoulement garde la structuration de type Batchelor obtenue en cavité fermée. Pour de forts flux centrifuges, l'écoulement devient de type Stewartson avec une seule couche limite sur le rotor. Dans le premier cas, une loi analytique a été dégagée pour prévoir les variations de la vitesse du fluide dans le coeur de l'écoulement en fonction des différents paramètres de contrôle. Dans ces écoulements, la turbulence est confinée dans les couches limites qui se développent sur les disques. La couche de Bödewadt sur le stator est d'ailleurs plus instable que celle d'Ekman sur le rotor.

Les perspectives de travail sont le développement d'outils essentiellement numériques pour se rapprocher toujours plus des écoulements industriels. Le nombre de Reynolds typique dans

une turbomachine est de l'ordre de  $10^8$ . Pour atteindre cet objectif, il faut faire de la décomposition de domaines puis paralléliser le code LES existant. Un effort doit également être fait pour prendre en compte les variations de densité qui apparaissent pour des cavités fortement chauffées.

## 7 Remerciements

Les résultats numériques ont été obtenus sur le super-calculateur NEC-SX5 de l'IDRIS (CNRS, Orsay). Le dispositif expérimental utilisé pour les écoulements turbulents a été financé par le groupe SNECMA Moteurs (Vernon).

## Références

- [1] S.D. ABRAHAMSON, J.K. EATON, & D.J. KOGA The flow between shrouded corotating disks. *Phys. Fluids A* **1** (2) (1989), 241–251.
- [2] A. CROS & P. LE GAL Spatiotemporal intermittency in the torsional Couette flow between a rotating and a stationary disk. *Phys. Fluids* **14** (2002), 3755–3765.
- [3] O. CZARNY, H. IACOVIDES & B.E. LAUNDER Precessing Vortex Structures in Turbulent Flow within Rotor-Stator Disc Cavities. *Flow, Turbulence and Combustion*, **69** (2002), 51–61.
- [4] M. DJAOUI, A. DYMENT & R. DEBUCHY Heat transfer in a rotor-stator system with a radial inflow. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **20** (2001), 371–398.
- [5] L. ELENA & R. SCHIESTEL Turbulence modeling of rotating confined flows. *Int. J. Heat Fluid Flow*, **17** (1996), 283–289.
- [6] S. HUGUES & A. RANDRIAMAMPINANINA An improved projection scheme applied to pseudospectral methods for the incompressible Navier-Stokes equations. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **28** (1998), 501–521.
- [7] B.E. LAUNDER & D.P. TSELEPIDAKIS Application of a new second-moment closure to turbulent channel flow rotating in orthogonal mode. *Int. J. Heat Fluid Flow*, **15** (1) (1994), 2–10.
- [8] H.S. LITTELL & J.K. EATON Turbulence characteristics of the boundary layer on a rotating disk. *J. Fluid. Mech.* **266** (1994), 175–207.
- [9] F. MOISY, O. DOARÉ, T. PASUTTO, O. DAUBE & M. RABAUD Experimental and numerical study of the shear-layer instability between two-counter-rotating disks. *J. Fluid Mech.* **507** (2004), 175–202.
- [10] H. NIINO & N. MISAWA An experimental and theoretical study of barotropic instability. *J. Atmos. Sci.* **41** (1984), 1992–2011.
- [11] J.M. OWEN & R.H. ROGERS Flow and Heat Transfer in Rotating-Disc Systems - Vol. 1 : Rotor-Stator Systems. Ed. W. D. Morris, John Wiley and Sons Inc., New-York (1989).
- [12] S. PONCET Écoulements de type rotor-stator soumis à un flux axial : de Batchelor à Stewartson. *Thèse de doctorat de l'Université d'Aix-Marseille I* (2005).
- [13] S. PONCET & M.-P. CHAUVE Seuils d'instabilités des écoulements de type rotor-stator avec flux axial. *C. R. Mécanique* **334** (2006), 123–128.
- [14] S. PONCET & M.-P. CHAUVE Crossflow instability in a rotor-stator cavity with axial inward throughflow. *J. Fluid Mech.* **545** (2005), 281–289.
- [15] S. PONCET & M.-P. CHAUVE Shear-layer instability in a rotating system. *J. Flow Visualization & Image Processing* **14** (2007), 1–21.

- [16] S. PONCET, M.-P. CHAUVE & P. LE GAL Turbulent Rotating Disk Flow with Inward Throughflow. *J. Fluid Mech.* **522** (2005), 253–262.
- [17] S. PONCET, M.-P. CHAUVE & R. SCHIESTEL Batchelor versus Stewartson flow structures in a rotor-stator cavity with throughflow. *Phys. Fluids* **17** (2005), 075110.
- [18] S. PONCET & R. SCHIESTEL Numerical modeling of heat transfer and fluid flow in rotor-stator cavities with throughflow. *Int. J. Heat Mass Transfer* **50** (2007), 1528–1544.
- [19] A. RANDRIAMAMPINANINA & S. PONCET Turbulence characteristics of the Bödewadt layer in a large enclosed rotor-stator system. *Phys. Fluids* **18** (2006), 055104.
- [20] I. RASPO, S. HUGUES, E. SERRE, A. RANDRIAMAMPINANINA & P. BONToux A spectral projection method for the simulation of complex three-dimensional rotating flows. *Computers and Fluids* **31** (2002), 745–767.
- [21] D. RÉMY, N. PÉRENNE, J.-M. FOUCAUT & D. BUISINE Étude par la PIV des structures à la périphérie d’une cavité rotor-stator aspirée. *C. R. Mécanique* **332** (2004), 195–201.
- [22] D. RÉMY, G. GAUTHIER & D. BUISINE Instabilities between rotating and stationary parallel disks with suction. *Phys. Fluids* **17** (1) (2005).
- [23] L. SCHOUVEILER, P. LE GAL & M.-P. CHAUVE Instabilities of the flow between a rotating and a stationary disk. *J. Fluid Mech.* **443** (2001), 329–350.
- [24] E. SERRE, E. CRESPO DEL ARCO & P. BONToux Annular and spiral patterns in a flow between a rotating and a stationary disk. *J. Fluid Mech.* **434** (2001), 65–100.
- [25] E. SÉVERAC, S. PONCET, E. SERRE & M.-P. CHAUVE Large Eddy Simulation and Measurements of Turbulent Enclosed Rotor-Stator Flows. *Phys. Fluids* (2007), soumis.
- [26] E.M. SPARROW & J.L. GOLDSTEIN Effect of rotation and coolant throughflow on the heat transfer and temperature field in an enclosure. *J. Heat Transfer* **98** (1976), 387–394.
- [27] K. STEWARTSON On almost rigid rotations. *J. Fluid Mech.* **3** (1957), 17–26.
- [28] J.A. VAN DE KONIJNENBERG, A.H. NIELSEN, J. JUUL RASMUSSEN, & B. STENUM Shear-flow instability in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.* **387** (1999), 177–204.